

Ionisierung von Atom- und Molekularstrahlen mit einer Plasma-Ionenquelle

(Auszug)

Inauguraldissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg *1961*
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Jagdish Chander
aus Toba Tek Singh

W ü r z b u r g
Springerverlag 1962

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 15. 11. 1961

Dekan:

Universitätsprofessor Dr. H. Volz

Berichterstatter:

Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Universitätsprofessor Dr. E. Mollwo

Sonderdruck aus: Zeitschrift für Physik **167**, ⁵³³~~558~~—548 (1962)

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Ionisierung von Atom- und Molekularstrahlen mit einer Plasma-Ionenquelle

Von

JAGDISH CHANDER

Mit 8 Figuren im Text

(Eingegangen am 15. Dezember 1961)



A method for ionizing atomic and molecular beams is described, in which use is made of a space charge compensated plasma ion source of the Duoplasmatron type. In such a device the ionization yield (ionization and extraction efficiency) can be increased considerably as compared to that in conventional electron bombardment ionizers. The maximum yield of H_2^+ -ions from a H_2 -molecular beam was 3.7%. Further results are contained in the Table.

§ 1. Einleitung

Zur Zeit finden Versuche zur Herstellung polarisierter Protonen aus Atomstrahlen mit ausgerichteten Kernspins besonderes Interesse. Hierbei ist eine hohe Ionisierungsausbeute erwünscht.

Zur Ionisierung der Atom- bzw. Molekularstrahlen (AM-Strahlen) sind folgende allgemeine Verfahren aus der Atom- und Molekular-Strahl-Technik bekannt. Zum Beispiel können Erdalkaliatomstrahlen, deren Atome eine niedrige Ionisierungsspannung besitzen, beim Aufprallen auf eine heiße Wolframfläche thermisch ionisiert werden (Langmuir-Taylor-Detektor)¹. Metastabile Atome (z.B. H-Atome) können durch Stoß zweiter Art auch an einer kalten Metallfläche ionisiert werden (LAMB und RETHERFORD)². Für alle anderen Atomarten wird in der Regel ein sog. Universaldetektor (WESSEL und LEW, FRICKE)³ verwendet, bei dem Elektronen aus einer Glüh-Kathode auf eine ausreichende Energie beschleunigt und ein- oder mehrmals durch den Atomstrahl geschickt werden. Die durch den Elektronenstoß entstandenen Ionen werden anschließend aus dem Stoß-Volumen extrahiert, beschleunigt und durch ein Massenspektrometer getrennt.

Zwei Faktoren begrenzen die Brauchbarkeit einer solchen Elektronenstoßdetektor-Anordnung:

¹ LANGMUIR, I., and K. H. KINGDON: Proc. Roy. Soc. Lond. A **107**, 61 (1925). — TAYLOR, J. B.: Z. Physik **57**, 242 (1929); — Phys. Rev. **35**, 375 (1930).

² LAMB, W. E., and R. C. RETHERFORD: Phys. Rev. **79**, 549 (1950).

³ WESSEL, G., and H. LEW: Phys. Rev. **92**, 641 (1953). — FRICKE, G.: Z. Physik **141**, 166 (1955).

Erstens werden gleichzeitig Restgasionen gebildet, die genauso nachgewiesen werden, wie die Strahlionen. Zweitens ist die Stromdichte der stoßenden Elektronen sowie die Extrahierbarkeit der Ionen durch Raumladungserscheinungen begrenzt.

Eine praktische obere Grenze für die Ionisation von H_2 -Molekularstrahlen und die Extraktion der entstandenen H_2 -Ionen liegt zur Zeit bei etwa 3⁰/₀₀ der im Strahl vorhandenen Moleküle (FINK)⁴.

Neuerdings wird auch versucht, das Raumladungspotential einer Elektronenstoßionenquelle so zu gestalten, daß ohne äußeres Ziehfeld das Austreten der Ionen aus dem Stoßraum ermöglicht wird (WEISS)⁵. Für Ar (und SO_2) AM-Strahlen sehr geringer Intensität ($1,8 \cdot 10^8$ Teilchen/sec/3 mm²) konnten so 2,5 % der Strahlatome ionisiert und die Ionen nachbeschleunigt werden.

Es entsteht daher die Frage, ob auch Ionenquellen, die mit teilweiser Kompensation der negativen Raumladung durch die positiven Ionen (einer Niedervoltentladung in einem geeigneten „Hilfsgas“) arbeiten, für die Ionisierung von AM-Strahlen geeignet sind.

Eine der leistungsfähigsten Plasmaionenquellen ist das sog. „Duoplasmatron“ von v. ARDENNE^{6,7}, das bis jetzt noch nicht zur Ionisierung von AM-Strahlen verwendet wurde.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Duoplasmatronionenquelle erprobt und ihre Eignung zur Erhöhung der Ionisierungsausbeute von AM-Strahlen untersucht. In einer solchen Ionenquelle wird die Niedervoltplasmaentladung durch ein inhomogenes Magnetfeld (sog. Polschuhlinse) eng gebündelt. Der zu ionisierende AM-Strahl kreuzt das Plasma zwischen P_1 und P_2 (vgl. Fig. 1). Die so gebildeten Ionen werden in Richtung der Achse Ex der Ionenquelle durch eine Emissionsöffnung EO extrahiert und mit Hilfe eines magnetischen Massenspektrometers analysiert. Als Hilfsgas wird ein Gas verwendet, das den Nachweis der Strahlionen nicht stört (anderer m/e Wert), und den Betrieb des Duoplasmatrons bei so niedrigen Drucken gestattet, daß der AM-Strahl vor Erreichen der Entladung nicht wesentlich geschwächt wird. So ist es z.B. möglich, in einer mit einem He+Ar-Gemisch (Volumenmischverhältnis 9:1) als Hilfsgas betriebenen Entladung bei einem Druck von $4,7 \cdot 10^{-3}$ Torr einen H_2 -Molekularstrahl von etwa $10,9 \cdot 10^{13}$ Tl/sec mit einer Ausbeute (Ionisierung und Extraktion) von 3,7 % zu ionisieren.

⁴ FINK, W.: Vortrag auf der Bayrischen Physikertagung in Würzburg 1961.

⁵ WEISS, R.: Rev. Sci. Instrum. **32**, 397 (1961).

⁶ ARDENNE, M. v.: Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie. 1956.

⁷ MOAK, C. D., H. E. BANTA, J. N. THURSTON, J. W. JOHNSON and R. F. KING: Rev. Sci. Instrum. **30**, 694 (1959).

§ 2. Konstruktion und Betriebsweise

A. Ionenquelle

Die Fig. 1 zeigt die gesamte experimentelle Anordnung einschließlich der Duoplasmatronionenquelle. Sie unterscheidet sich von einer solchen vom Ardenne-Typ in folgender Weise. In der vorliegenden Ausführung ist ein Flanschansatz *F* für den Anbau eines AM-Strahlofens seitlich angebracht. Die Emissionsöffnung *EO* ist mit einem Messingring *MR* auf dem zweiten Polschuh *P*₂, der auch als Anode *A* dient, befestigt. Diese Quelle kann auch noch bei verhältnismäßig niedrigen Gasdrücken stabil betrieben werden. Die optimalen Betriebsbedingungen sind für verschiedene Hilfsgasarten verschieden und müssen bei jeder Änderung des Hilfsgasdruckes neu eingestellt werden, da insbesondere auch der Strom zur Zwischen-Elektrode *ZE* jeweils Null werden muß. Als Hilfsgas kann man Ar, He, H₂, N₂ oder eventuell auch Quecksilberdampf (aus der Pumpe) bzw. Mischungen aus diesen Gasarten verwenden, je nachdem, welche AM-Strahlart zu ionisieren ist (vgl. § 1).

Wie in § 1 schon erwähnt, muß man den zur Ionisierung vorgesehenen AM-Strahl durch den Bereich der hohen Ladungsträgerdichte⁶, d.h. durch den Raum zwischen *ZE* und *A* (s. Fig. 1) führen, wenn eine hohe Ionisierungswahrscheinlichkeit erreicht werden soll. Um eine wesentliche Abschwächung der Intensität des AM-Strahles vor Erreichen der Entladung (des Ionisierungsraumes) zu vermeiden, muß man bestrebt sein, möglichst niedrige Hilfsgasdrucke in der Ionenquelle zu verwenden. Diese müssen aber einen stabilen Betrieb noch ermöglichen. In den vorliegenden Untersuchungen wurde z.B. festgestellt, daß sich bei einem Ionenquellenbetrieb mit Ar als Hilfsgas die Atomstrahlabschwächung schon bei etwa $2,5 \cdot 10^{-3}$ Torr bemerkbar macht und daß die Entladung nicht mehr unterhalb $1,2 \cdot 10^{-3}$ Torr stabil betrieben werden kann, obwohl die untere Druckgrenze bei $0,8 \cdot 10^{-3}$ Torr liegt. Dagegen kann man bei anderen Hilfsgassorten (vgl. Tabelle § 4), in denen die Teilchen größere mittlere freie Weglänge besitzen, etwas höhere Hilfsgasdrucke (von etwa $1,8$ bis $6 \cdot 10^{-3}$ Torr) verwenden*. Diese zur Ionisierung von AM-Strahlen geeigneten Hilfsgasdrucke liegen etwa um eine Größenordnung unter den von v. ARDENNE verwendeten. Dieses macht sich auf die Entladungsspannung insofern bemerkbar, daß man hier um etwa 30 bis 60 V höhere Entladungsspannungen (d.h. von etwa 100 bis 160 V) braucht. Der Entladungsstrom konnte von 40 bis 500 mA variiert werden.

* Aus diesem Grund erwies sich reines Argon als Hilfsgas für unsere Zwecke ungeeignet. Dagegen ist es sehr gut als Beimischungselement (vgl. § 4) geeignet.

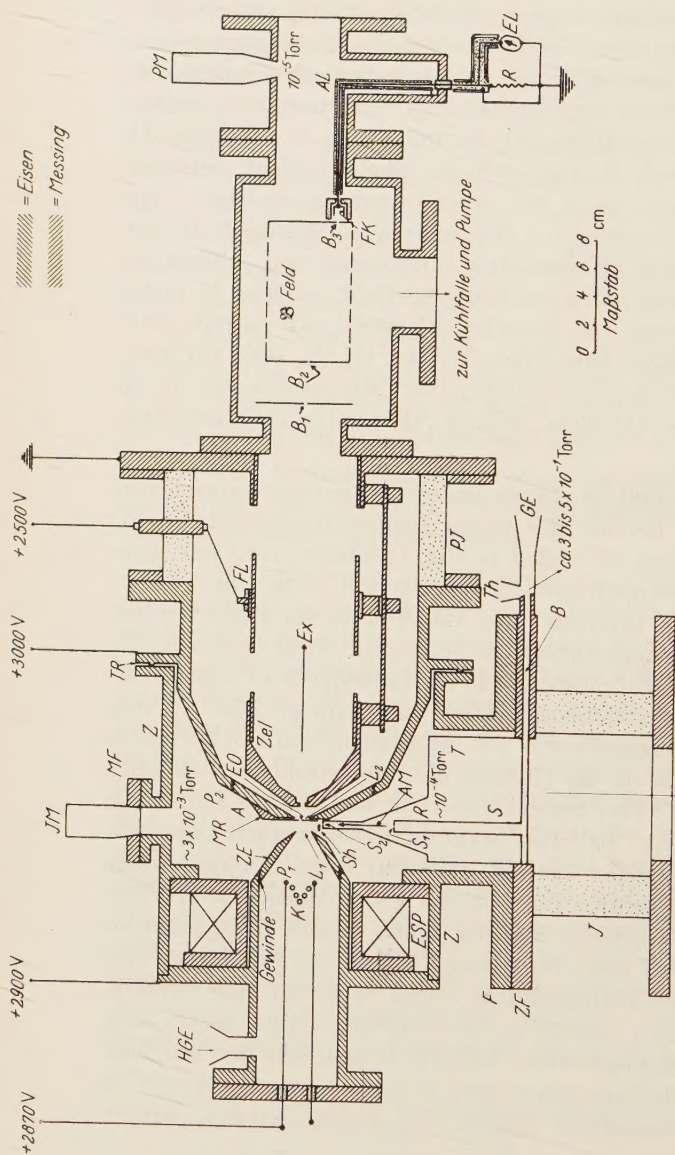


Fig. 4. Aufbau der Apparatur

Ionenquelle

HGE = Hilfsgasgaslaßstutzen

E Sp = Erregerspule

K = Glühkathode

Z = äußerer Zylinder (alle Eisenteile aus „Minimum Extra“)

ZE = Ziebelektrode

P₁ = 1. Polschuh mit Loch L₁ von 8 mm ØP₂ = 2. Polschuh mit Loch L₂ von 8 mm Ø

A = Anode

P₁, P₂ = Polschuhlinse

EO = Emissionsöffnung von etwa 1,5 mm Ø

MR = Messingring zur EO-Anbringung auf A

MF = Messingflansch

AM-Strahlrohr

AM = Atom- bzw. Molekularstrahl

ZF = Zwischenflansch, der den Neutralstrahlrohren und die Druckstufe trägt und zum Zwecke der Gasdurchführung seitlich angebohrt ist

B = Bohrung

S = Steg

T = Tubus

S₁ = AM-Strahlöffnung (5 · 0,4 mm²), auswechselbarS₂ = auswechselbare Kollimatorblende (4 · 0,6 mm²)

GE = Gaslaßstutzen, der über eine Glaskapillare mit einem Vorratsgefäß verbunden ist

Ionoptik

Zel = Ziebelektrode

FL = Fokussierlinse

PJ = Plexiglasisolator

Ex = Ionenextraktionsrichtung bzw. Achse der Ionenquelle

B₁, B₂, B₃ = auswechselbare Blenden des Massentrennsystems

Nachweis

FK = Faraday-Käfig

AL = abgeschirmtes Kabel

R = Ableitwiderstand

EL = Elektrometerverstärker

Druckmessung

TM = Ionentracker

B. Neutralstrahlofen

Die Einleitung des zu ionisierenden AM-Strahles in den Plasmaraum geschieht durch einen an die oben beschriebene Ionenquelle angeschlossenen Strahlofen. Hierfür war in der Konstruktion schon der Flanschanschluß F vorgesehen. Die Konstruktion des Ofens in Einzelheiten ist aus Fig. 1 zu entnehmen. Die Atomstrahlöffnung S_1 ist von der Kollimatorblende S_2 etwa 52 mm entfernt. S_2 ist von der Plasmaachse etwa 16 mm weit entfernt. Der Raum R zwischen S_1 und S_2 wird durch eine Quecksilberdiffusionspumpe Hg 500 mit Kühlfalle auf etwa 10^{-4} Torr evakuiert.

Der AM-Strahl endet in dieser Ausführung in der Ionenquelle nach dem Durchgang durch das Plasma. Somit erhöht sich in der Quelle der partielle Druck des AM-Strahlgases, was zur Erhöhung des Untergrundes der zu messenden Ionensorte führt. Dies ist jedoch für die Messung der Ionisierungsausbeute und somit für den Nachweis der Brauchbarkeit einer solchen Anordnung nicht störend, solange man die Ionenanteile aus dem Strahl und dem Untergrund unterscheiden kann. (Für die Anwendung der Ionenquelle vgl. § 6, B 2 weiter unten.) Dazu dient ein von außen mit einer Drehdurchführung betätigter Shutter Sh , mit dem der AM-Strahl in der Quelle unterbrochen werden kann. Wichtig ist es hier, daß sich dieser zwischen der Kollimatorblende S_2 und dem Plasma befindet.

C. Extraktion, Fokussierung, Massentrennung und Nachweis

Etwa 6 mm hinter der Anode A (vgl. Fig. 1) befindet sich eine geerdete Ziehelektrode Zel mit Durchtrittsöffnung von 2 mm $\varnothing$. Das beschleunigte und durch die Zel -Öffnung extrahierte Ionenbündel wurde zwecks Fokussierung durch eine elektrostatische Einzellinse geschickt. Es schließt sich ein magnetischer Massenspektrometerenteil (Fig. 1) zwecks Analyse der erzeugten und extrahierten Ionen an. Die Ionenquelle ist durch einen Plexiglasisolator PJ vom Massenspektrometerenteil getrennt. Die optimale Spannung an der Fokussierlinse FL wurde durch eine selbständige Meßreihe festgestellt; sie betrug + 2,5 kV für eine Ziehspannung von 3 kV. Der Ionenstrom I_{FK} zu Faraday-Käfig FK bei dieser Linsenpannung war zehnmal größer als bei einer geerdeten Fokussierlinse FL .

Aus dem fokussierten Ionenbündel wird ein Teilbündel durch eine $0,3 \cdot 6$ mm² Schlitzblende B_1 ausgeblendet. 30 mm hinter B_1 befindet sich noch eine gleichgroße Schlitzblende B_2 am Eingang zum Magnetfeld. Eine dritte $0,5 \cdot 6$ mm² weite Ausgangsblende B_3 befindet sich am Ausgang des Trennmagneten 16 mm gegen die Eintrittsachse versetzt. Unmittelbar hinter diese Blende ist ein Faraday-Käfig FK angebracht (vgl. Fig. 1), der in einen Isolator eingelassen wurde. Eine abgeschirmte Leitung AL verbindet den Faraday-Käfig FK über einen Ableitwiderstand R (variabel von 10 bis 1000 M Ω) mit Erde. Die Stromstärke durch

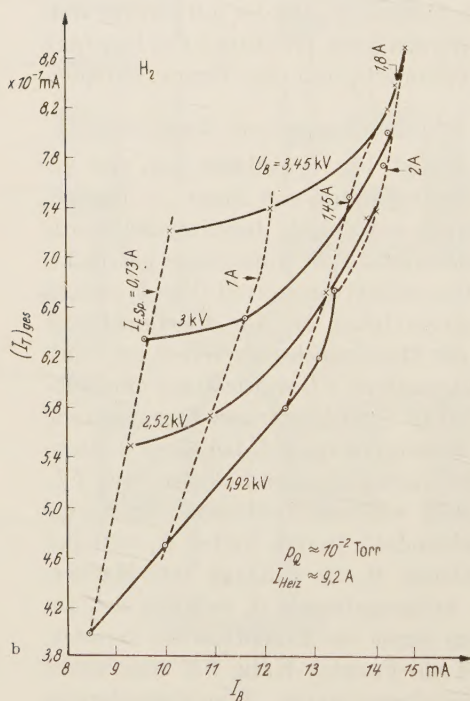
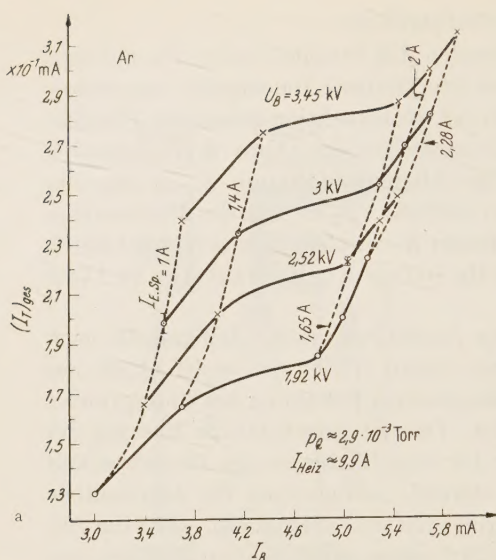


Fig. 2 a u. b. Strom $(I_T)_{\text{ges}}$ auf Fl und Platte als Funktion von Strom I_B zu $Zel.$ a für Hilfsgas Ar ; b für Hilfsgas H_2 mit verschiedenen Parametern

diesen Widerstand wird mit $(I_{FK})_m$ bezeichnet. Der Spannungsabfall über diesen Widerstand wird mit einem Elektrometervverstärker EL (Type FH 408 Frieske & Höpfner) gemessen.

Der Trennmagnetraum wird durch eine Quecksilberdiffusionspumpe „Hg 500“ mit Kühlfalle, die mit flüssiger Luft beschickt wird, auf etwa 10^{-5} Torr evakuiert. Als Vorpumpen dienen eine Quecksilberpumpe „Hg 12“ und eine rotierende Vorpumpe.

§3. Vorbereitende Messungen

Folgende Informationen über die Ionenoptik und den AM-Strahl sind für die Berechnung der Ionisierungsausbeute dieser Anordnung für die Ionisation von AM-Strahlen nötig.

A. Extraktion, Massenanalyse und Transmission

1. Extraktion. Um die Abhängigkeit des extrahierten Ionenstromes von der Ziehspannung und von der Magnetfeldstärke der magnetischen Polschuhlinse P_1P_2 zu untersuchen, wurde die in Fig. 1 gezeichnete Anordnung insofern geändert, daß die Fokussierlinse FL , die aus einem Messingzylinder besteht, mit einer Messingplatte (in Fig. 1 nicht gezeichnet) verschlossen wurde, so daß diese nun wie ein Faraday-Käfig wirkt. Der

von diesem Faraday-Käfig aufgenommene Strom, d.h. der durch die Lochblende in der Ziehelektrode *Zel* gegangene Anteil der positiven Ionen, wird mit $(I_T)_{\text{ges}}$ bezeichnet. Der Ionenstrom I_B in der Ziehstrecke (d.h. zwischen *EO* und *Zel*, *Zel* geerdet), der sich aus positiven Ionen und auf der Ziehelektrode *Zel* ausgelösten Sekundärelektronen, die in Gegenrichtung fliegen, zusammensetzt, wurde mit einem Milliampereometer im Hochspannungskreis gemessen. Die Fig. 2a und b zeigen die Abhängigkeit dieser Ströme für Argon- bzw. H_2 -Hilfsgase für verschiedene Erregerspulenströme $I_{E,Sp}$ und Ziehspannungen U_B . Der diesen $I_{E,Sp}$ -Werten entsprechende Verlauf der axialen Magnetfeldstärke der Polschuhlinie $P_1 P_2$ (Material: „Minimum Extra“ der Deut-

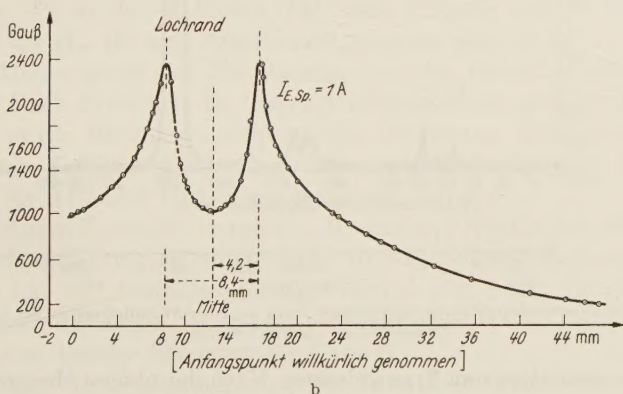
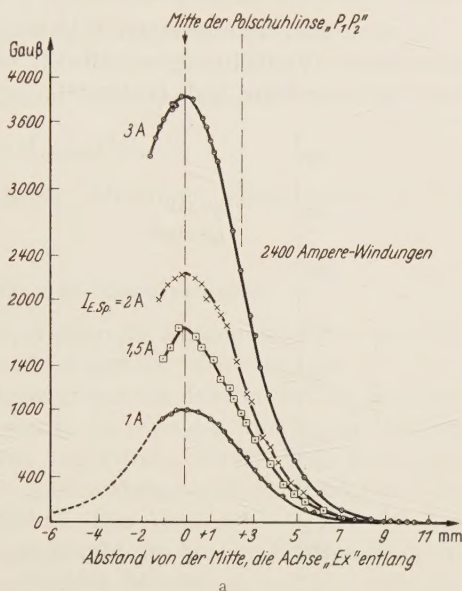


Fig. 3 a u. b. Verlauf der axialen Magnetfeldstärke der Polschuhlinie $P_1 P_2$ gemessen in a axialer Richtung, b radialer Richtung

schen Edelstahl-Werke) gemessen in axialer und radialer Richtung ist in den Fig. 3a und b wiedergegeben. Diese Messung wurde mit Hilfe einer Hall-Sonde der Größe von etwa $2 \times 2 \text{ mm}^2$ durchgeführt*.

* Diese Hallsonde wurde uns freundlicherweise von der Fa. Siemens-Schuckert-Werke A.G., Erlangen, zu Forschungszwecken überlassen.

Außerdem ist diese Messung der Magnetfeldstärke in folgender Hinsicht von Bedeutung:

1. wenn man später Aussagen über den Einfluß des inhomogenen Magnetfeldes auf einem polarisierten Teilchenstrahl machen will;
2. wenn man ein ungefähres Bild über die Erhöhung der Elektronenstromdichte (Verdichtungsverhältnis), verursacht durch die Polschuhlinse, haben möchte (vgl. GLASER⁸).

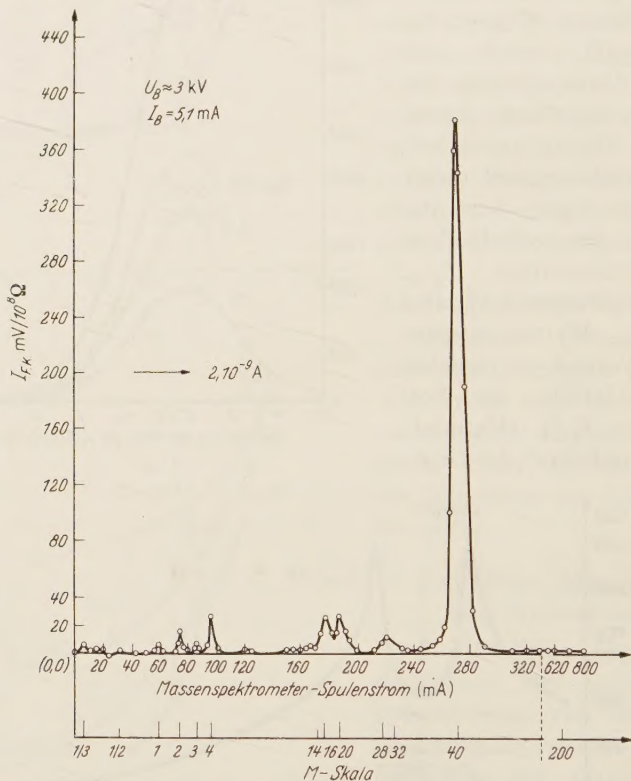


Fig. 4. Beispiel eines Massenspektrums der positiven Ionen aus einer Ar-Entladung, zu der He und H₂ in kleinen Mengen zugeführt wurden

2. Massenanalyse und Transmission. Nach der obigen Messung wurde mit der in Fig. 1 gezeichneten experimentellen Anordnung ein ausgeblendetes Ionenbündel durch ein magnetisches Massentrennsystem analysiert. Ein so erhaltenes Massenspektrum zeigt die Fig. 4. Aus den aufgenommenen Spektren wurde dann der prozentuale Anteil „ p_A “ der verschiedenen Massen durch Vergleich der Flächen unter den Spektrallinien mit der gesamten Fläche bestimmt. Die einzelne Spitze gibt

⁸ GLASER, W.: Z. Physik **117**, 285 (1941).

$(I_{FK})_m$, die Gesamtfläche gibt $\sum_m (I_{FK})_m$. Es ist also $p_A = (I_{FK})_m / \sum_m (I_{FK})_m$. Die vorbereitende Messung liefert I_B : $(I_T)_{\text{ges}} = I_B \cdot \left(\sum_m (I_T)_m \right)$. Nun ist $(I_T)_m$ nicht direkt meßbar, man erhält diesen Anteil jedoch aus

$$(I_T)_m = p_A \sum_m (I_T)_m.$$

Unter der „effektiven Transmission“ wird verstanden

$$T = (I_{FK})_m / (I_T)_m.$$

Der Mittelwert der so bestimmten „effektiven Transmission“ T des Systems betrug $2 \cdot 10^{-5}$.

B. Messung der AM-Strahlintensität

Die in § 2A beschriebene experimentelle Anordnung wurde zur Messung der Neutralstrahlintensität in folgender Weise ergänzt:

An der unteren Seite des Messingflansches MF , in den die Vakuummeßröhre JM eingebracht ist, wurde ein etwa 107 mm langes Messingrohr (Innendurchmesser = 5 mm) angekittet. Dieses Rohr hat einen α -Faktor 16. Hierdurch wird die Nachweisempfindlichkeit für den Neutralstrahl um den Faktor 16 erhöht⁹. Der Anodenteil A (bzw. der Polschuh P_2 , vgl. Fig. 1) wurde abgeschraubt um bessere Pumpwirkung im Meßraum zu erzielen. Für verschiedene Ofendrucke wurde die Druckerhöhung Δp in der Meßröhre JM beim Öffnung und Schließen des Shutters für H_2 , He und Argonstrahl getrennt gemessen.

Die Abhängigkeit der JM Anzeige von der Gasart wurde berücksichtigt. Nach Erreichen des Gleichgewichtsdruckes strömen gleichviele Teilchen in die Meßröhre hinein wie aus ihr heraus. Die Zahl der ausströmenden Teilchen kann nach bekannten Formeln (vgl. RAMSEY⁹ Formeln Nr. 117 und II.9, S.14) berechnet werden.

Nach diesen Formeln entspricht z. B. eine bei Freigabe des AM-Strahls hervorgerufene Druckerhöhung von $3 \cdot 10^{-6}$ Torr einer Teilchenintensität von etwa $1,3 \cdot 10^{13}$ Atome/sec für Argonstrahl. Fig. 5 zeigt die gemessene Abhängigkeit der Argon, He und H_2 -Strahl-Intensität von Ofendruck p_{Ofen} (Thermotron-Anzeige korrigiert für Gasart).

Aus Fig. 7 ist ersichtlich, daß der Intensitätsverlust im Raum R bemerkbar wird, wenn man im Falle von Argon den Ofendruck höher als $3 \cdot 10^{-1}$ Torr einstellt und im Falle von H_2 höher als $5,5 \cdot 10^{-1}$ Torr. Bei H_2 ist ein höherer Druck deswegen zulässig, weil die Wasserstoffmoleküle eine größere mittlere freie Weglänge in H_2 Restgasatmosphäre besitzen als Ar-Atome in Argonatmosphäre (Verhältnis $\approx 8,8$ zu 4,7).

⁹ RAMSEY, N. F.: Molecular Beams. Oxford 1956.

Der zweite starke Intensitätsanstieg nach Überschreiten des Maximums ist darauf zurückzuführen, daß die Saugleistung der Pumpe (Quick 500) nicht mehr ausreicht, um das anfallende Gas abzupumpen. Infolgedessen wird die Blende S_2 auch zur Strahlquelle.

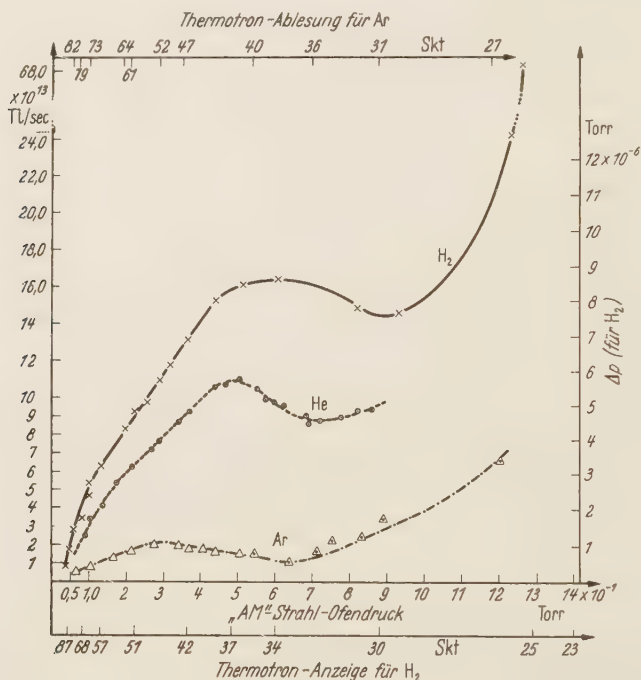


Fig. 5. Die Abhängigkeit der Atom- bzw. Molekularstrahlintensität von Ofendruck (p_{Ofen})

Dieser Intensitätsanstieg ist so stark, weil

1. der Abstand S_2-JM ist halb so groß wie der Abstand S_1-JM ,
2. der gesamte Querschnitt der Meßröhre JM gleichmäßig mit einer größeren Teilchendichte bestrahlt wird, da nun keine Kollimatorblende vorhanden ist.

§ 4. Messungen über die Ionisierung von Atom- und Molekularstrahlen

A. Methodik und Auswertung

Zunächst wurde das Massenspektrometer auf den m/e -Wert der Ionen der jeweiligen Strahlteilchen eingestellt. Danach wurden die Elektrometerauslässe (über einen passenden Ableitwiderstand) mehrfach bei geöffnetem und geschlossenem Shutter, d.h. bei freiem und unterbrochenem Strahlengang des Neutralstrahles, abgelesen. Die Ablesungen

erfolgten jeweils in gleichen Zeitabständen von $1/2$ oder 1 min. Es wurde jedesmal die Erhöhung $\Delta(I_{FK})_m$ des Linienmaximums bei dem gewählten Massenwert der Strahlionen festgestellt.

Der Auswertung wurde ein Mittelwert einer größeren Zahl von Einzelablesungen (etwa 10 bis 20) zugrunde gelegt. Dieser Mittelwert dividiert durch die „effektive Transmission“ T gibt den aus dem Atom- bzw. Molekularstrahl entstehenden Ionenanteil. Das Verhältnis dieses Ionenanteils zu der Strahlintensität gibt dann die Ionisierungsausbeute (d.h. Ionisierung und Extraktion) der Ionenquelle, deren Genauigkeit von den Messungen der Intensität des AM-Strahles und der „effektiven Transmission“ abhängig ist.

B. Die einzelnen Messungen

1. Messungen mit einem He-Atomstrahl. a) Als erstes wurde versucht, einen He-Atomstrahl in einer Argon-Entladung zu ionisieren. Der Druck in der Ionenquelle wurde dabei auf Werte zwischen $1,2 \cdot 10^{-3}$ bis $2 \cdot 10^{-3}$ Torr eingestellt. Es ergab sich eine Ionisierungsausbeute von 0,45 %. Unmittelbar nach dem Argonbetrieb wurde in einem zweiten Versuch Wasserstoff als Hilfsgas verwendet. Dabei wurden in der Ionenquelle Drücke von 4 bis $6 \cdot 10^{-3}$ Torr eingestellt. Der stabilste Betrieb war bei $4,3 \cdot 10^{-3}$ Torr. Hierbei ergab sich eine Ionisierungsausbeute von etwa 1,1 %.

b) Nach längerem Betrieb ging dieses günstige Ergebnis zurück. Auch wurde die Entladung im Laufe der Zeit unstabil. Dies wurde darauf zurückgeführt, daß die am Anfang noch vorhandenen Argonreste von der vorherigen Betriebsart im Laufe der Zeit vollständig ausgepumpt werden.

Tabelle

Atom- bzw. Molekular-Strahlart	Hilfsgas			Ionisierungs- ausbeute
	Art	Mischverhältnis	$p_Q \cdot 10^{-3}$ Torr	
He	Ar	—	1,4	0,45 %
He	H ₂	—	4,3	1,1 %
He	H ₂ + Ar	8:1	3	0,8 %
Ar	H ₂	—	6	23 %
H ₂	N ₂	—	2,05	0,5 %
	N ₂	—	1,8	0,6 %
	N ₂ + Ar	5:1	1,6	0,2 %
	N ₂ + He	2:1	2,6	1,3 %
	He + Ar	9:1	6	3,7 %
	He + Ar	5:1	4,7	3 %

Um diese Vermutung zu prüfen, wurde schließlich ein Gemisch von Ar und H₂ im Verhältnis von etwa 1:8 als Hilfsgas verwendet, dessen

Druck auf $3 \cdot 10^{-3}$ Torr eingestellt wurde. So wurde gegenüber 1. ein wesentlich stabilerer Betrieb erzielt (vgl. Fig. 6).

Die erreichte Ionisierungsausbeute ist 0,8%. Diese Ergebnisse und einige typische für Ar- und H_2 -Strahlen sind in der Tabelle zusammengestellt. Schließlich wurde in dieser Betriebsart noch die Abhängigkeit

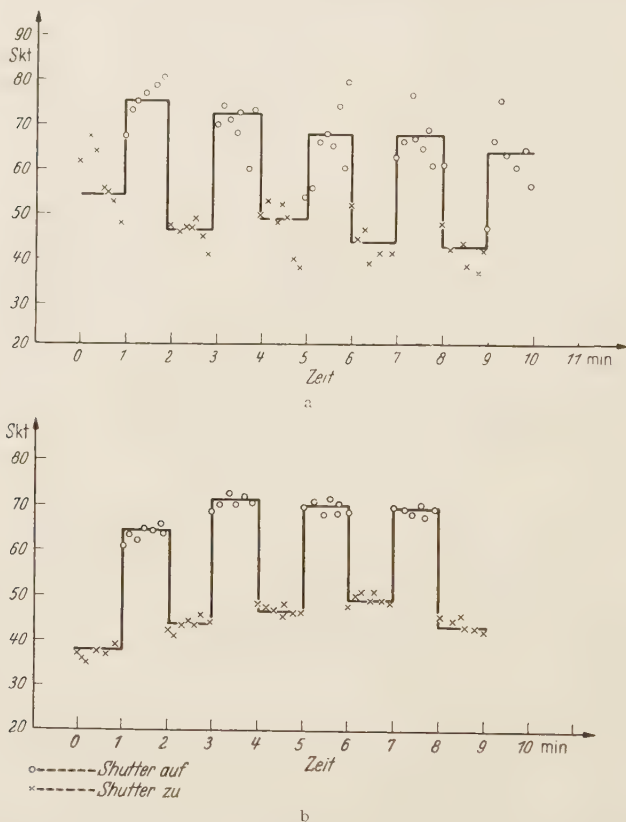


Fig. 6a u. b. Vergleich der Stabilität des He^+ -Strahlionenstromes a in H_2 Hilfsgasentladung, b in $H_2 + Ar$ Hilfsgasentladung

der Stromerhöhung $\Delta(I_{FK})_m$ von der Neutralstrahlintensität gemessen (vgl. Fig. 7a).

2. Messungen mit einem Argon-Atomstrahl. Entsprechende Untersuchungen wurden dann mit einem Argon-Atomstrahl durchgeführt. Hilfsgase der Ionenquelle waren dabei He und H_2 . Bei Verwendung von H_2 wurden Hilfsgasdrücke in der Ionenquelle von 5,5 bis etwa $7 \cdot 10^{-3}$ Torr verwendet. Die maximale Ionisierungsausbeute, die hier erreicht werden konnte, war 23%. Bei diesem Wert ist zu beachten,

daß in der zugehörigen Massenspektrometerlinie die Massen 40 und 41 gemeinsam enthalten sind. (die Konstruktion des Massenspektrometers sah die Auflösung der leichteren Massen insbesondere von 1 bis 4 vor), so daß ein nicht bekannter Anteil von in der Entladung gebildeten (Ar H^+)-Ionen (vgl. PAHL¹⁰) zu diesem hohen Ergebnis beitragen kann.

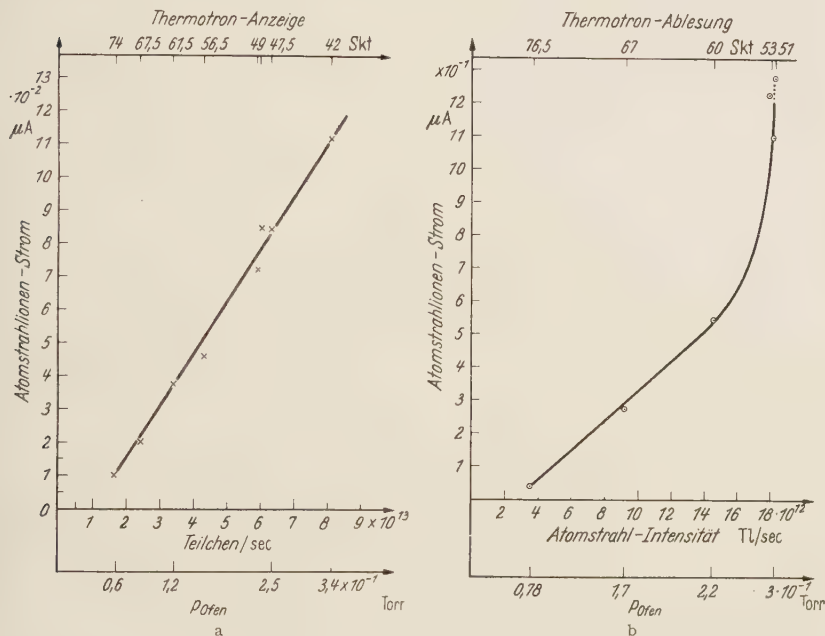


Fig. 7 a u. b. Abhängigkeit des Atomstrahlionenstromes (I_T)_m von der Atomstrahlintensität. a Helium, b Argon

Der verhältnismäßig hohe erforderliche He-Hilfsgasdruck (etwa $1,4 \cdot 10^{-2}$ Torr) führte zu instabilen Betriebsbedingungen, so daß keine sicheren Meßwerte gewonnen werden konnten. Besonders ungünstig wirkt sich hier der große Unterschied in den Ionisierungsspannungen des Hilfsgases und des Strahles aus*.

Schließlich wurde auch mit dem Argon-Atomstrahl die Abhängigkeit der Ar^+ -Ionenstromzunahme $\Delta(I_{FK})_m$ von der Atomstrahlintensität untersucht (vgl. Fig. 7b). Die Abweichung von der Linearität tritt erst nach dem Überschreiten des maximalen zulässigen Atomstrahllofendruckes ein (vgl. Fig. 5).

3. Messungen mit einem H_2 -Molekularstrahl. Als letztes wurde die Ionenquelle zur Ionisierung eines Wasserstoffmolekularstrahles

* Wie in §4 B-1b gezeigt, ändern schon geringe Beimengen von Argon die Betriebsbedingungen wesentlich.

¹⁰ PAHL, M.: Z. Naturforsch. **14a**, 239 (1959).

verwendet. Als Hilfsgas wurden untersucht: He, He+Ar, Ar, Ar+N₂, N₂, N₂+He. Reines He erwies sich wegen des zu hohen erforderlichen Hilfsgasdruckes (von mindestens $2,5 \cdot 10^{-2}$ Torr) als ungeeignet. Von den untersuchten Hilfsgassorten erwies sich eine Mischung von He und Argon (im Verhältnis 9:1) als besonders günstig, denn sie gestattet ein Absenken des Hilfsgasdruckes der Ionenquelle auf etwa $6 \cdot 10^{-3}$ Torr. Die maximale Ionisierungsausbeute war dabei 3,7%. Dies ist ein Wert, der ungefähr zehnmal höher liegt als der beste bisher in nicht raumladungskompensierten Ionenquellen erreichte (vgl. FINK)⁴. Die Ergebnisse sind in der Tabelle zusammengefaßt.

§ 5. Weitere Beobachtungen

A. Negative Ionen

Im Laufe der Untersuchungen wurde mehrmals die Polung der Beschleunigungs- bzw. Extraktionsspannung versuchsweise umgedreht und

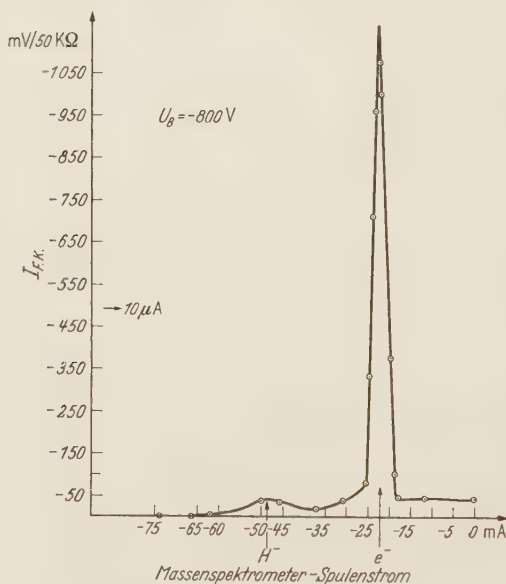


Fig. 8. Ein Massenspektrum negativer Teilchen, gemessen mit größerer Blendenöffnung

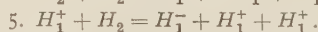
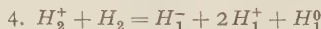
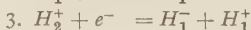
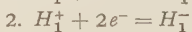
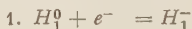
das Massenspektrum der negativen Teilchen, die aus dem Plasma extrahiert wurden, aufgenommen, sowie der Gesamtstrom negativer Teilchen I_B^- gemessen. Ein Beispiel eines derartigen Massenspektrums zeigt Fig. 8.

I_B^- ist dabei etwa 100 mA. Da neben Elektronen auch sehr viele H^- -Ionen nachgewiesen wurden*, sollte es prinzipiell möglich sein, einen Strahl von H-Atomen auch durch Anlagerung von Elektronen zu ionisieren.

B. Restgasuntergrund

Im Hinblick auf die Ionisierung eines H-Atomstrahles

* Die Prozesse, die zur Entstehung von H^- -Ionen führen, sind: Anlagerung, Zwei-Elektronen-Einfang bzw. „Electron-pick-up“, und Ladungsaustausch in einem „Donor Gas“ [vgl. J. A. WEINMAN u. J. R. CAMERON, Rev. Sci. Instrum. **27**, 288 (1956)], d. h.



mit polarisierten Kernspins¹¹, d.h. die Aufgabe, für die die hier beschriebene Ionenquelle u. a. mit vorgesehen ist, interessiert vor allem das Problem des Restgasuntergrundes (vgl. Einleitung § 1). Ein Weg zur Unterdrückung des Untergrundes von H-Atomen und Molekülen, der zu unpolarisierten Ionenanteilen führen würde, besteht eventuell in der Verwendung von Titandampf¹² oder einer Mischung von Titandampf und einem nicht störenden Gas, z.B. Ar, als Hilfsgas. Es wurden deshalb zunächst Vorversuche zur Verdampfung von Titandraht in einer Aufdampfapparatur gemacht. Hierzu wurde flachgewalzter Titandraht ($\varnothing = 1$ mm) um einen Wolframdraht ($\varnothing = 0,5$ mm) gewickelt und der W-Draht elektrisch geheizt. Beim Überschreiten einer Mindeststromstärke ergab sich eine beträchtliche Verbesserung des Vakuums in der Aufdampfapparatur, die auch nach Schließen des Pumpenventils noch aufrechterhalten werden konnte, d.h. die Restgase wurden mit Ti-Dampf auf die Wände niedergeschlagen. Anschließend wurden Versuche angestellt, Titandraht in der Ionenquelle selbst zu verdampfen, und zwar 1. wie oben durch Stromwärme und 2. durch Elektronenbeschuß in der Plasmaentladung. Bei diesen Vorversuchen zeigte es sich, daß kurzzeitig ein Betrieb der Ionenquelle mit Titandampf möglich war. Weitere Versuche könnten hier vielleicht zu einer kontinuierlich möglichen Betriebsweise führen und damit das Restgas-Problem bei der Ionisierung in Plasmaionenquellen einer Lösung näher bringen.

§ 6. Diskussion der Ergebnisse und weitere Vorschläge

A.

1. Durch die oben beschriebenen Versuche wurde gezeigt, daß Atom- und Molekularstrahlen mit einer Plasmaionenquelle ionisiert werden können, und zwar mit einer Ausbeute, die der herkömmlichen Ionenquelle überlegen ist. Es wurde ferner gezeigt, daß für verschiedene Atom- und Molekularstrahlarten jeweils eine spezielle Wahl des Hilfsgases und des Druckes der Ionenquelle notwendig bzw. nützlich ist (vgl. Tabelle).

2. Ferner eignet sich das Verfahren zur Untersuchung spezieller Verhältnisse im Plasma, insbesondere der Ionisierung einzelner Komponenten des Plasmas, da man den AM-Strahl in Verbindung mit dem Massenspektrometer als eine indirekte Sonde verwenden kann. (Untersuchung der Elektronen- und Ionentemperatur im Plasma.)

B.

Um die praktische Verwendbarkeit der Ionenquelle zu erhöhen, sind über den bis jetzt erreichten experimentellen Stand weitere Verbesserungen notwendig.

¹¹ CLAUSNITZER, G., R. FLEISCHMANN u. H. SCHOPPER: Z. Physik **144**, 336 (1956).

¹² THIRION, J.: Mündliche Mitteilung.

1. Es hat sich im Verlauf der Versuche gezeigt, daß der Betriebsdruck der Ionenquelle um so niedriger gewählt werden kann (bis zu einer gewissen unteren Grenze) je besser die Quelle zuvor ausgepumpt, d.h. von störenden Fremdgasmolekülen befreit war. Dieser Prozeß nahm in der vorliegenden Anordnung sehr viel Zeit in Anspruch bzw. war nur begrenzt möglich, da die Quelle nur durch die Emissionsöffnung EO und die Kollimatorblende S_2 ausgepumpt werden konnte. Eine zusätzliche Evakuierungseinrichtung mit Ventil wäre wünschenswert.

2. In der hier ausgeführten Quelle reichert sich das Atomstrahlgas im Betrieb an. Bei einer verbesserten Ausführung sollte ein der Atomstrahlöffnung gegenüberliegender zusätzlicher Saugstutzen als Strahlaufnehmer vorgesehen werden. Man könnte, wie schon erwähnt, H_2 -Untergrund auch durch Titan gettern.

3. Die vorliegende Ionenquelle war nicht durch ein flüssiges Kühlmittel gekühlt. Die Emissionsöffnung war aus 0,3 mm starkem Wolframblech hergestellt. Diese beiden Faktoren setzen der Erhöhung der Stromstärke im Dauerbetrieb eine obere Grenze. Eine wesentliche Erhöhung der Stromdichte im Plasma und damit der Ionisierungswahrscheinlichkeit wäre zu erzielen, wenn die Anode in Form eines massiven Wolframeinsatzes in den Magnetspolschuh P_2 eingesprengt und das Eisengehäuse durch ein isolierendes Mittel wie z.B. Petroleum gekühlt wäre, da die Quelle auf Hochspannung liegt (vgl. MOAK et al.)⁷.

Zum Schluß möchte ich Herrn Professor Dr. R. FLEISCHMANN für seine Anregung zu dieser Arbeit und für die stete Unterstützung und Anleitung herzlichst danken. Für seine zahlreichen Hinweise, wertvollen Diskussionen und fördernde Kritik möchte ich Herrn Dipl.-Phys. H. P. JOCHIM bestens danken. Ich möchte mich auch bei Herrn cand. phys. H. LATKA für den Aufbau der Spannungsversorgung und des Fokussierungssystems, wie auch für seine Hilfe bei den Messungen bedanken.

Dem Deutschen Akademischen Austauschdienst bin ich für das Stipendium, das die Vollendung dieser Arbeit ermöglichte, zu Dank verpflichtet.

Bei der Arbeit wurden Apparate, die von der Deutschen Forschungsgemeinschaft bereitgestellt sind, verwendet.

Zusatz bei der Korrektur. Zur Bestimmung der Ionisierungsausbeute für die Erzeugung von Protonen aus H_1 -Strahlen wurde inzwischen durch H. LATKA (Diplomarbeit Erlangen 1962) mit einer HF-Entladung ein teilweise dissoziierter Teilchenstrahl in die mit Argon betriebene Quelle eingeleitet und die extrahierten Protonen und H_2 -Ionen massenspektrometrisch untersucht.

Aus den Meßwerten wurde unter der Annahme gleicher Transmission für die Massen 1 und 2 berechnet

1. der Dissoziationsgrad in der verwendeten Entladungsröhre: 20% Atome, 80% Moleküle,

2. die Ionisierungsausbeute für die Erzeugung von Protonen aus H_1 -Strahlen (unter Heranziehung der Ergebnisse obiger Arbeit für H_2): etwa 2%.

Lebenslauf

Als erster Sohn des Arztes Dr. Har Bhagwan und seiner Ehefrau Sheelawanti Arora, geb. Vidyawanti Madenpotra wurde ich Jagdish Chander am 7. 3. 1933 in Toba Tek Singh (Indien) geboren. Die Volksschule besuchte ich von 1938 bis 1942, der Reihenfolge nach in Sadhora, Haveli Bahadur Shah und Chak Lala. Dann besuchte ich die „High Schools“ in Haveli Bahadur Shah, Toba Tek Singh, Mandi und Phillaur. Der häufige Wechsel wurde durch die Teilung Indiens und die Versetzung meines Vaters bei der Regierung während und nach der Kriegszeit verursacht. August 1948 absolvierte ich meine „Matriculation Examination“. Meine „Intermediate Science“ Prüfung legte ich 1950 in Mandi ab und meine „Bachelor of Science“ Prüfung 1952 in Jullundur. Dann arbeitete ich bis Juli 1954 als „Demonstrator in Physics“ in Jullundur und Gurgaon, wonach ich mein Studium in Physik auf dem „Birla College of Science, Commerce and Pharmacy“ in Pilani fortsetzte. Dort legte ich meine „Master of Science“ Prüfung 1956 ab. Bis Anfang 1958 arbeitete ich als „Lecturer in Physics“ in Jullundur. Seit Sommersemester 1958 bin ich an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen bzw. Erlangen-Nürnberg für das Studium der Physik eingeschrieben und habe im Physikalischen Institut der Universität an meiner Dissertation gearbeitet.

Erlangen, den 30. 9. 1961

Jagdish Chander

